

Н. А. Желтухин, Н. М. Терехова

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЙЛОРА — ГЁРТЛЕРА В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Работа посвящена численному моделированию характеристик и структуры нового для сверхзвуковых струй класса возмущений и некоторым приложениям полученных результатов к трактовке экспериментального материала, представленного в [1—3], цель ее — получение базовых данных и верификация модели существования неустойчивости Тейлора — Гёртлера в свободном сверхзвуковом потоке. В доступной авторам литературе сведений о подобных исследованиях нет. Данная работа является подробным изложением результатов, кратко представленных в [3, 4].

Остановимся на гипотезе существования в токе стационарных вихревых возмущений типа волн Тейлора — Гёртлера (Т — Г), вызванных к жизни добавочными центробежными силами, возникающими из-за искривления траекторий движения газа, отслеживающего реальную ячеистую «бочкообразную» структуру неизобарической струи. Подобный выбор из имеющихся альтернатив, одна из которых описана в [5], продиктован следующими обстоятельствами. Во-первых, продольные полосы, свидетельствующие о наличии азимутальных неоднородностей оптической плотности, зафиксированы в непосредственной близости от среза сопла, где траектории газа реально криволинейны. Во-вторых, в условиях опыта (недорасширенные струи со степенью нерасчетности $N \sim 5$) фиксируется широкополосный спектр шумов, что исключает возникновение сильных нелинейных эффектов на столь ранних стадиях, прочие же нелинейности будут вторыми по порядку малости в сравнении с линейными волнами Т — Г. На малую решающую роль влияния резких градиентов на выходе из сопла (разрывы потока) указывает факт уменьшения интенсивности полос при улучшении чистоты обработки поверхностей в условиях сохранения режимов истечения.

Итак, гипотеза существования на начальном участке струи стационарных вихревых возмущений наиболее вероятна. В рамках ее проведены численное моделирование характеристик волн, изучение зависимостей от параметров потока, обработка экспериментальной информации с целью восстановления локальных значений плотности и скорости потока.

1. Уравнения для возмущений. Схема течения в пределах первой ячейки («бочки») струи приведена на рис. 1. В [5] получена система линеаризованных уравнений для возмущений типа волн Т — Г, включающая ряд допущений, которые предстоит обсудить:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} Uv'_x - [2Uu'/R_0] + p'_r/\rho_0 &= 0, & Uw'_x + p'_\varphi/r\rho_0 &= 0, \\ Uu'_x + U_r v' + [Uv'/R_0] + p'_x/\rho_0 &= 0, & U(p'/a^2 - \rho')_x - \rho_0 v' &= 0, \\ U\rho'_x + \rho_0 v'_r + \rho_0(v'_r + w'_\varphi/r + u'_x + v'/r + [v'/R_0]) &= 0. \end{aligned}$$

Эта система получена для одномерного потока сжимаемого невязкого нетеплопроводного газа с полем скоростей $\mathbf{u} = |\varepsilon v', \varepsilon w', U + \varepsilon u'|$, где v', w', u' — поперечная, азимутальная и продольная составляющие возмущений в координатах r, φ, x ; ρ' и p' — возмущения плотности и давления; $U = U(r)$ — продольная компонента средней скорости; ρ_0 — средняя плотность потока; a — местная скорость звука. Обезразмеривание проведено на характерные величины:

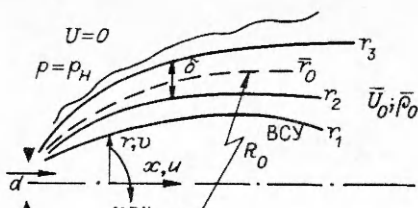


Рис. 1

\bar{r}_0 — радиальное значение координаты половинной скорости ($U = 0,5$), $\bar{U}_0, \bar{\rho}_0$ — максимальная скорость и плотность начала слоя смешения.

В квадратные скобки заключены добавочные силы, пропорциональные $1/R_0$ (R_0 — радиус искривления траекторий движения газа). Значение R_0 определяет центробежные эффекты и связанные с ними волны Т — Г. Система (1.1) справедлива как локальное приближение при условии $R_0 = \text{const}$. Как видно из рис. 1, из-за нарастания пограничного слоя и соответственного расхождения линий тока в пределах первой «бочки» R_0 меняется по величине. Само определение значения R_0 является проблемой, которая не возникала в пристенных течениях. Как первый и естественный возникает вариант определить R_0 по четким видимым или измеренным ориентирам, таким как положение всячего скачка уплотнения (ВСУ) или линия максимального значения полного давления p_0 в сжатом слое. Это, по-видимому, не совсем правильно. В струе роль твердой стенки, на которой затормаживаются все возмущения, выполняет газ из окружающего затопленного пространства, и хотя в основном колебания сосредоточены в слое смещения, они достаточно далеко могут проникать в это пространство, возмущая его. Значения R_0 , рассчитанные по линиям асимптотического затухания возмущений, существенно отличаются от значений R_0 , полученных по точным ориентирам, а так как понятие радиуса искривления является базисным при аналитических описаниях волн Т — Г, нужно попытаться найти разумное согласие между этими значениями.

2. Осредненное течение. Рассматривается задача в плоскопараллельном приближении. При описании волн Т — Г в пристенных дозвуковых течениях признана необходимость включения в расчеты поперечной компоненты средней скорости V [6], которая обеспечивает правильный учет диффузионных и вязких эффектов. Для неизобарической сверхзвуковой струи приходится на данном этапе пренебречь этой компонентой ввиду отсутствия достоверных данных о форме и величине V на начальном участке струи [7]. Профиль продольной компоненты U , как и в [5], взят из экспериментальных аппроксимаций [8]. Это, конечно, вносит погрешности в результаты, оценить которые пока не представляется возможным.

Сам сжатый слой ($r_1 \div r_3$ на рис. 1) состоит из двух подобластей [9]. В первой из них от всячего скачка уплотнения r_1 происходит восстановление полного давления до своего максимального значения на линии r_2 . Это значение и принимается за начало слоя смещения, его внутреннюю границу. Далее значения p_0 , а следовательно, и средней скорости U падают до значений в затопленном пространстве ($p_0 \sim p_H$, $U \sim 0$). Координата r_3 — условная внешняя граница слоя смещения, толщина которого $\delta = r_3 - r_2$. Точка половинной скорости практически совпадает с полушириной слоя δ , так что $r_2 = 1 - \delta/2$, а $r_3 \approx 1 + \delta/2$, при этом $U(r_3) \sim 0,06$. Итак,

$$U(r) = \begin{cases} 1 & r < r_2, \\ \exp(-0,693\eta^2) & r \geq r_2, \end{cases}$$

где автомодельная координата $\eta = 2(r - r_2)/\delta$. Связь средней плотности ρ_0 с U определялась по газодинамическому соотношению $\rho_0 = [1 + M_0^2(1 - U^2)(\kappa - 1)/2]^{-1}$, $\kappa = c_p/c_v$ (M_0 — число Маха при $U = \bar{U}_0$). Можно также использовать модификацию формулы Саттерленда [8], что практически эквивалентно. Скорость звука $a = (\rho_0 M_0^2)^{-1/2}$.

В работе не учитывалась структура разгонного участка $r_1 \leq r \leq r_2$, так как полагалось, что в областях с положительными градиентами скорости $dU^2/dr > 0$ в соответствии с выводами [6] течение более устойчиво к возмущениям Т — Г, чем в областях с $dU^2/dr = 0$.

3. Форма и собственные значения волн Т — Г. Решения системы (1.1) могут быть получены двумя способами. Первый способ — прямое численное интегрирование линеаризованных уравнений — пока более проблематичен по сравнению со вторым — традиционным представлением волны в виде гармонического сигнала

$$(3.1) \quad v', w', u', p', \rho'(r, \varphi, x) = G \{ (v, u, p, \rho)(r) \cos n\varphi; w(r) \sin n\varphi \} e^{\alpha x}.$$

Здесь v, w, u, p, ρ — амплитудные функции волны; n — волновое число, характеризующее периодичность и число вихрей в азимутальном направлении, мода волны; α — коэффициент продольного усиления (при $\alpha > 0$ инкремент); G — амплитудный параметр, весовая функция. Уравнения (1.1) для волн (3.1) принимают вид

$$(3.2) \quad \begin{aligned} \alpha Uv - 2Uu/R_0 + p_r/\rho_0 &= 0, & \alpha Uw - np/r\rho_0 &= 0, \\ \alpha Uu + (U_r + U/R_0)v + \alpha p/\rho_0 &= 0, & \alpha U(p/a^2 - \rho) - \rho_0 v &= 0, \\ \alpha U\rho + \rho_0 [v_r + nw/r + \alpha u + (1/r + 1/R_0 + \rho_{0r}/\rho_0)v] &= 0. \end{aligned}$$

Вне слоя смещения $v, w, u, p, \rho \rightarrow 0$.

Система приводится к ОДУ второго порядка относительно p :

$$(3.3) \quad \begin{aligned} p_{rr} + (1/r - 2F_r/F - \rho_{0r}/\rho_0) p_r + (\alpha^2 - n^2/r^2 - F^2/a^2) p &= \\ = [(F(BB_1)_r - 2F_r BB_1)/FC - 2/R_0] p_r - \\ - [2(1/r + F_r/F - \rho_{0r}/\rho_0 - C_r/C + 1/R_0)/R_0 - BB_1(F^2/a^2 + n^2/r^2)/F^2] p, \\ F = \alpha U, \quad B = 2U/R_0, \quad B_1 = U' + B/2, \quad C = F^2 + BB_1. \end{aligned}$$

В левой части обычное уравнение для возмущений без центробежных сил, в правой добавочные члены, пропорциональные $1/R_0$. Чтобы избежать особенностей, возникающих при построении решений в областях, где $U \rightarrow 0$, в уравнения формально введены нестационарные и пространственные зависимости, так что фактически решения построены не для нулевых, а для достаточно малых частот. Так, акустическое число Струхала, построенное по скорости звука вне струи, $Sh = 2\pi\omega r_0/a$ принималось равным 0,005 и 0,0025, что соответствовало волнам с периодом $T_r > 250$. При этом период пространственных изменений $T_x > 100$. Такие волны на участке измерений можно рассматривать как стационарные.

Граничные условия для p , отвечающие затухающим вне δ решениям, были построены с использованием модифицированных функций Бесселя I_n и K_n порядка n в областях, где $U = \text{const}$ [5], причем полагалось, что в них центробежные эффекты отсутствуют:

$$(3.4) \quad \begin{aligned} r < r_2: p \sim I_n, \quad p_r \sim I_{nr} \quad (U = 1), \\ r > r_3: p \sim K_n, \quad p_r \sim K_{nr} \quad (U \sim 10^{-4}). \end{aligned}$$

Итак, (3.3) и (3.4) позволяют сформулировать краевую задачу для определения собственных значений α и n волн $T - \Gamma$ при заданных R_0, M_0 и δ , а система (3.2) — найти амплитудные функции этих волн.

Как отмечалось в [5], численными расчетами установлено, что (3.3) дает несколько семейств решений, удовлетворяющих (3.4). Появляются дополнительные моды (нерегулярные, по терминологии [10]). В работе прослежено поведение пяти таких ветвей решений. Среди них можно выделить ветвь A , значения α на которой зависят от характеристик потока (изменений δ и M_0) и масштаба волнового движения (значений n). Собственные значения α для семейств B, C, D, E полностью консервативны по этим параметрам и определяются лишь кривизной $1/R_0$. На рис. 2 проиллюстрирован этот тезис. Здесь приведены зависимости $\alpha(n)$ для ветви A (сплошные линии) при $R_0 = 25; 10; 8,5$ и $5,5$ (линии 1—4) при фиксированных параметрах потока $M_0 = 1,5$ и $\delta = 0,15$. Оказалось, что более интенсивно должны расти возмущения более высоких мод (мелкомасштабные волны). Такие зависимости противоположны зависимостям для бегущих возмущений, где более неустойчивы именно крупномасштабные колебания. Увеличение кривизны $1/R_0$, приводящее к росту центробежных эффектов, усиливает неустойчивость волнового процесса.

Решения для ветвей B, C, D, E , обозначенных так в порядке возрастания α , даны для $R_0 = 5,5$ (штриховые линии) и 25 (штрихпунктирные). Видно, что в целом инкременты с этих ветвей превосходят значения, даваемые семейством A , но существуют диапазоны n , где они сопоставимы. В таких условиях при анализе экспериментальных данных важной задачей становится

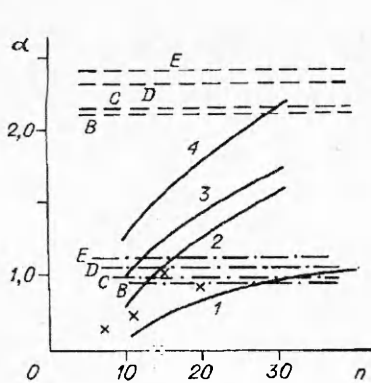


Рис. 2

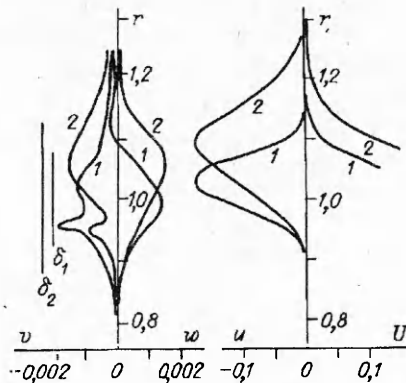


Рис. 3

идентификация волн по принадлежности к тому или иному семейству. В этой связи возникает проблема определения значения R_0 , которая усугубляется тем, что граница слоя плохо фиксируется экспериментальными методами, основанными на измерениях трубками Пито в дозвуковых областях.

Завершая раздел о зависимостях характеристик волн от параметров потока, укажем, что для ветви A с ростом толщины слоя происходит слабое уменьшение значений α . Как пример приведем вариант $n = 20$, $R_0 = 5,5$ и $M_0 = 1,5$. Здесь получено $\alpha = 1,8016$ для $\delta = 0,15$ и $\alpha = 1,73$ для $\delta = 0,25$. С ростом же числа Маха значения α уменьшаются от $0,596$ ($M_0 = 1,5$) до $0,563$ ($M_0 = 5$) ($n = 10$, $Sh = 0,0025$, $\delta = 0,15$). Вариации этих параметров более сказываются на распределениях амплитудных функций волн (3.1).

4. Амплитудные функции волн T — Г и структура продольных вихрей.

Они были подробно изучены для решений с ветви A и дополнительной ветви B. Оказалось, что форма волны в основном определяется значением азимутального волнового числа n и величиной радиуса искривления траекторий R_0 . Влияние числа Маха и толщины слоя аналогично действию масштабных коэффициентов. На рис. 3 приведены распределения амплитудных функций поперечной v , азимутальной w и продольной u компонент скорости для $Sh = 0,005$, $R_0 = 5,5$, $n = 20$ и $\delta_1 = 0,15$ (линии 1) и $\delta_2 = 0,25$ (линии 2) при одинаковой интенсивности волн, а также значения средних скоростей U близ внешней границы струи и показаны размеры δ_1 и δ_2 . Обращает на себя внимание факт, что волновые скорости не проникают в области высоких скоростей ниже внутренней границы слоя смещения. В то же время верхняя граница слоя (малые дозвуковые скорости) возмущается достаточно сильно, здесь прослеживаются и продольные, и вихревые составляющие скоростей. Видно, что центр продольного вихря для δ_1 располагается в $r \sim 1,1$, а для δ_2 его гипотетически можно найти в ближнем поле, в затопленном пространстве. Значения продольной скорости u на порядок больше v и w . Интенсивность волн, рассчитанная как $\epsilon = ((u'^2))^{1/2}$, составляет 17,5 %, если же принять во внимание все три компоненты скорости, то это значение уменьшится до 10 %.

Весьма разумными оказываются решения и с добавочных ветвей. Такое исследование позволило выявить некоторые закономерности, присущие этому классу волн. Они систематизированы на рис. 4, где схематично показаны вихревые конфигурации, создаваемые векторным полем скоростей v' , w' для волн разных масштабов (разные n) при $R_0 = 25$. Такая типизация, по всей видимости, содержит все варианты, которые могут иметь место в струях. Оказалось, что вихревые конфигурации отслеживают несколько стадий своего становления, одинаковых как для семейства A, так и для семейства B, причем решения с B несколько опережают в этой динамике волны с A.

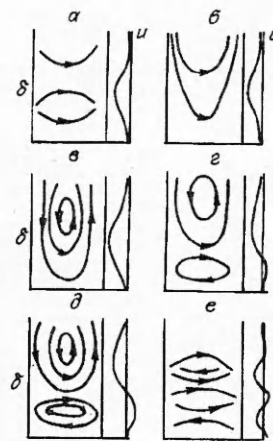


Рис. 4

Для малых n (крупномасштабные колебания) сначала наблюдается стадия хаотической неориентированной завихренности, когда волна еще не способна сформировать вихрь (рис. 4, а). Эта стадия характерна для $n < 12$ с А и для $n < 6$ с В. Далее с ростом n в потоке формируется вихрь, сильно возмущающий внешнюю границу слоя и внешнюю среду (рис. 4, б). Распределение скоростей при такой конфигурации дано на рис. 3 для $\delta_2 = 0,25$. Дальнейший рост n приводит к локализации такого одиночного вихря в слое δ . Центр его находится в областях, где $U \sim 0,01$ (рис. 4, в и 3 для $\delta_1 = 0,15$). По всей вероятности, именно в окрестностях этих значений U и следует определять R_0 . Такая устойчивая вихревая конфигурация в основном и реализуется для малых R_0 при больших значениях центробежных сил. Далее с ростом n ($n \sim 22$) происходит оттеснение этого первичного вихря во внешнюю область δ , а в области высоких скоростей формируется второй вихрь, противоположно закрученный, так что в области смешения сосуществует вихревая пара (типа вихрей Кармана). Довольно быстро ($n \sim 30$ для А) интенсивности этой пары выравниваются (рис. 4, г, д). С дальнейшим ростом n происходит разрушение устойчивых конфигураций и мелкомасштабные моды ($n \geq 50$) приводят к хаотизации потока, создавая в нем неориентированную завихренность (рис. 4, е).

На рис. 4 приведены формы амплитудных функций продольной компоненты волны $u(r)$, которая формирует искажение среднего профиля $U(r)$. Форма профиля плотности волны ρ в основном повторяет форму u , но максимальное его значение смещено в область начала слоя δ .

Таковы предварительные базовые данные для гармонических волн Т — Г, знание которых позволило приступить к анализу экспериментальной информации, любезно предоставленной авторами [1, 2].

5. Спектральный состав наблюдаемых возмущений. Как сказано в [1, 2], в результате экспериментальных измерений были получены азимутальные развертки значений полного давления p_0 в разных поперечных и продольных положениях первой «бочки» струи. Эти развертки представлены в виде реализаций, где на фоне средних значений p_0 зафиксированы квазипериодические его изменения, образующие пилообразные кривые, названные здесь вариациями полного давления δp_0 . Обращает на себя внимание довольно сложный вид δp_0 , свойственный естественным возмущениям, анализировать которые всегда не просто. Первоочередной являлась задача анализа и воспроизводства сигнала δp_0 на базе аналитических функций волн (3.1). Для этого из газодинамического соотношения для полного давления

$$p_0/p_{ст} = [1 + M^2 (\kappa - 1)/2]^{1/(\kappa-1)}, \quad M^2 = U^2/a^2 = U^2\rho/\kappa p$$

с точностью до квадратов величин получена формула для вариаций полного давления

$$(5.1) \quad \delta p_0/p_0 = \left[p'/p_{ст} + \kappa M^2 \left(\frac{1-\kappa}{\kappa} \frac{p'}{p_{ст}} + \frac{2u'}{U} \right) \right] / (2 + (\kappa - 1) M^2),$$

все составляющие которой могут быть рассчитаны.

Наряду с приборной оценкой спектрального состава, проделанной в [1, 2], проведен численный фурье-анализ распределений δp_0 в разных продольных положениях для нахождения как амплитудных, так и фазовых соотношений составляющих этого сложного сигнала для его численного воспроизводства. Получение такой информации необходимо для оценки коэффициентов усиления α и, следовательно, идентификации принадлежности волн к тому или иному семейству.

Ввиду сильных зависимостей амплитуд волн от поперечной координаты на довольно малых поперечных расстояниях было очень важно сохранять привязку к выбранным ориентирам. Такими ориентирами могут быть постоянство среднего полного давления p_0 (отслеживание одной линии тока) или точка с характерным δp_0 (например, максимумом), и наконец, это должны быть максимально близкие продольные сечения, где R_0 сохраняется постоянным, а вязкость и нелинейность не могут су-

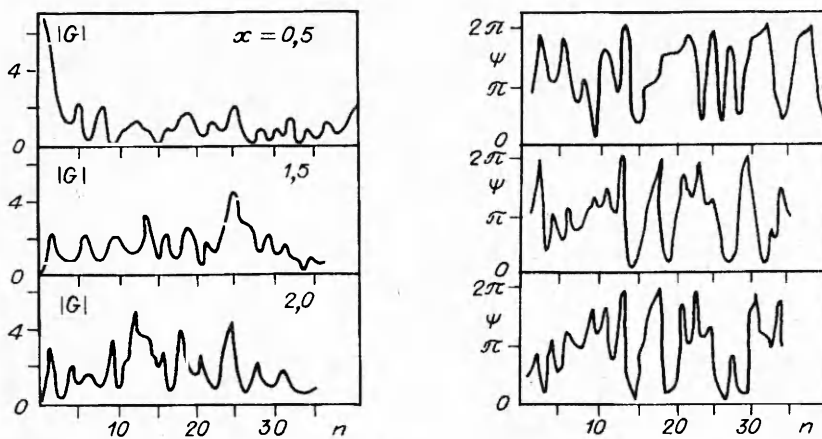


Рис. 5

щественно повлиять на динамику волн. Несмотря на обилие полученного материала, таким условиям в достаточной мере соответствуют лишь несколько реализаций.

Результаты проведенного анализа позволяют трактовать динамику и эволюцию волнового процесса следующим образом. У корня струи возбуждается широкий спектр возмущений ($1 \leq n \leq 80$) приблизительно одного уровня интенсивности. На рис. 5 представлены амплитудный и фазовый спектры δp_0 в $x = 0,5$; $1,5$ и 2 ($x = \bar{x}/2r_0$). Существование достаточно сильных волн с малыми n можно объяснить ошибками, вносимыми как слабой эллиптичностью сопла, так и несовершенством методик измерения при круговом обходе сопла, а также колебаниями полного давления в форкамере за время проведения измерений.

Проследим за динамикой колебаний с $n > 9$. Уже на малых x среди возмущений можно выделить некоторые преобладающие моды, группирующиеся около $n \sim 13$; 18 ; 25 ; 40 ; 55 и т. д. Пока однозначного ответа об их генезисе у нас нет. Равновероятны предположения, что это продолжение вихрей, связанных с внутренней газодинамикой самого сопла и с тем, что на таких продольных расстояниях уже произошло селективное усиление колебаний, связанных с шероховатостью кромок и неоднородностью потока на срезе. Вопрос также нуждается в дальнейшей проработке.

Далее вниз по потоку эволюция связана с усилением мод $9 \leq n \leq 30$ и с разрушением высокочастотных составляющих. Затухание последних происходит последовательно — моды с более высокими азимутальными числами разрушаются или поглощаются раньше. Рассмотрим более подробно спектры при $x = 1,5$ и 2 , которые более других удовлетворяют условиям для определения коэффициентов α . Фазовые спектры показывают, что для $10 \leq n \leq 30$ сильного нелинейного процесса, сопровождаемого слиянием и захватом, нет; все моды сохраняют свою ориентировку в пространстве, хотя процессы обмена для них неодинаковы. Можно выделить группу затухающих, остающихся постоянными и растущих мод.

На рис. 2 крестиками нанесены коэффициенты α , извлеченные из представленных спектрограмм. До $n \sim 20$ инкременты достаточно хорошо описываются расчетными зависимостями для ветви А невязкого приближения при $10 \leq R_0 < 25$. Укажем, что по ориентирам ВСУ определено $R_0 \sim 6$, а по линии $p_{0 \max}$ $R_0 \sim 12$. Для $n > 20$ на динамику реальных составляющих начинают влиять процессы, не описываемые невязким линейным приближением. Так, одна из преобладающих мод ($n = 25$) относится к группе с нулевым α , при этих продольных значениях x она попадает в область высокомодовых разрушающихся составляющих и расчетные инкременты α для нее можно сравнить только с полученными из спектрограмм при $x < 1,5$. Такое сравнение расчетных и экспериментальных

α позволяет сделать вывод, что, во-первых, достаточно хорошее их соответствие в области применимости невязкого линейного приближения говорит об адекватности модели физическому явлению, во-вторых, что описание реальной динамики волн Т — Г возможно только при учете вязких и нелинейных эффектов.

Предположим, что и остальные моды, для которых проделаны дальнейшие расчеты, относятся к этой ветви решений. Для $x = 2$ был построен суммарный сигнал δp_0 . В расчете в качестве базовых использовались 14 спектральных мод $4 \leq n \leq 28$ с амплитудами $|G| > 2$ для $M_0 = 1,5$, $\delta = 0,15$ при $R_0 = 5,5; 8,5$ и 10 . Для них по (3.2) определены амплитудные функции и с использованием (5.1) восстановлен суммарный сигнал

$$\delta p_0 = \sum_{i=1}^{14} G_i \delta p_{0i}(r) \cos(n_i \varphi - \psi_i).$$

Все полученные варианты оказались достаточно близкими по значениям и похожими по форме, поэтому приведем один из них для $\delta = 0,15$ и $R_0 = 8,5$. Очевидно, что вариация указанных величин должна сказаться на поперечных, а не на азимутальных распределениях волновых характеристик. Представленный на рис. 6 восстановленный сигнал δp_0 достаточно точно повторяет характерные особенности исходной реализации (точка 4, рис. 2 [1]), сохраняется периодичность чередований максимальных и минимальных значений, верно описывается местоположение максимальных δp_0 . Все это дает основание утверждать, что аналитическая форма колебаний в виде стационарных возмущений Т — Г (3.1) близка к реальности, а получение более точных привязок по толщинам слоя, значениям радиуса искривления R_0 и другим принятым здесь допущениям способно улучшить совпадение результатов экспериментов и расчетов. Будем надеяться на прогресс в этой области.

На рис. 6 приведены также суммарные функции волновых скоростей для выделенного r по всей окружности струи. Значение $r = 1,02$ выбрано там, где продольная компонента скорости максимальна. Как видно, продольная скорость u' повторяет форму δp_0 , так как именно значением u' определяется вид δp_0 . По распределениям скоростей v' и w' можно восстановить размеры противоположно закрученных вихрей, составляющих вихревые пары. На рисунке отмечена их азимутальная протяженность с указанием условного знака закрутки. Видно, что размеры право- и левовращающихся вихрей в таких парах неодинаковы, также неодинакова их завихренность, обнаруживаются и застойные области, где нет радиально-азимутальных перетеканий. Значения вихревых составляющих суммарной волны Т — Г на порядок меньше продольной компоненты. Конечно, следует ожидать, что в полученную расчетную картину вихревых конфигураций внесет коррективы собственная радиальная компонента среднего профиля V .

На рис. 6 показаны азимутальные распределения суммарной плотности возмущений ρ' , полностью коррелирующие с распределениями u' . Понижение уровня u' связано с поступлением в слой низконапорного газа из внешних областей, что вызывает соответствующую деформацию средней плотности и отвечает отрицательным значениям ρ' . И наконец, здесь же приведены значения максимальных градиентов $\delta \rho' / \delta r$. Как известно, на теневых снимках струй (теплогограммах) фиксируются максимальные значения оптических градиентов плотности, которые можно напрямую связать с градиентами реальной плотности газа. Если идентифицировать чередующиеся пики с темными полосами на снимках, а чередующиеся впадины — со светлыми, то можно точно просчитать число полос на снимках и число пиков или впадин в расчетном материале. Это может дать дополнительную возможность отградуировать изменения оптической плотности и восстановить истинные значения ρ .

На рис. 7 представлены поперечные распределения продольной скорости и плотности в фазе минимума ($\varphi \sim 180^\circ$) и фазе максимума ($\varphi \sim 202^\circ$) для

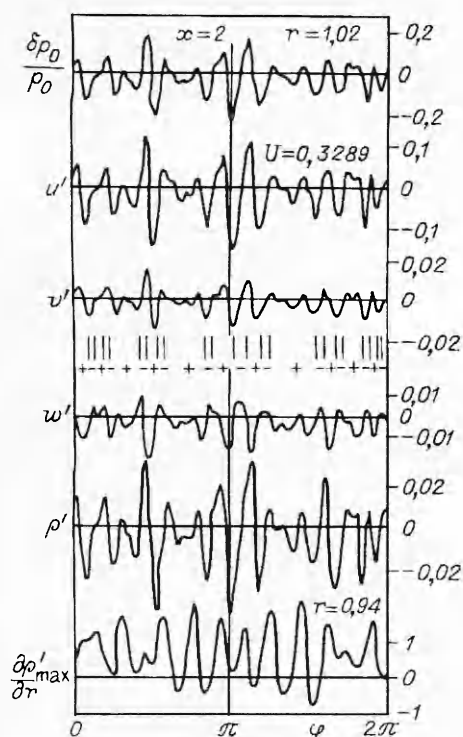
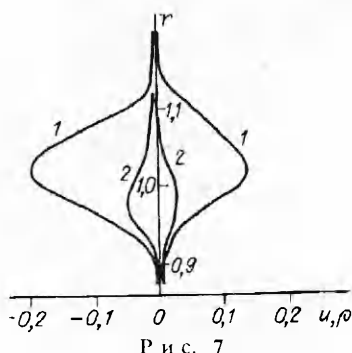


Рис. 6



изученной суммарной волны. Видно, что максимальные значения ρ находятся в области более высоких потоковых скоростей. Поперечные распределения такого типа качественно подобны представленным на рис. 3 из [1], хотя отсутствие на последних линиях среднего полного давления затрудняет их точное сопоставление. Максимальное значение интенсивности суммарной волны $\Gamma - \Gamma$, рассчитанное по продольной скорости, оценивается в 20%. При этом средний профиль U может деформироваться на 20—40%.

Это теоретическое исследование, дополняющее и разъясняющее экспериментальную информацию, с достаточной степенью достоверности позволяет утверждать, что на начальном участке сверхзвуковой неизобарической струи существует когерентная структура, создаваемая стационарными вихревыми волнами Тейлора — Гёртлера.

Авторы благодарят С. А. Гапонова и В. И. Меркулова за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Запрягаев В. И., Миронов С. Г., Солотчин А. В. Спектральный состав волновых чисел продольных вихрей и особенности структуры течения в сверхзвуковой струе // ПМТФ.— 1993.— № 5.
2. Zaprugaev V. I., Solotchin A. V. Measuring of wave number spectrum of coherent structures in supersonic underexpanded jet // Proc. of the Inter. Conference on the Methods of Aerophysical Research.— Novosibirsk, 1992.— Pt 2.
3. Желтухин Н. А., Запрягаев В. И., Солотчин А. В., Терехова Н. М. Спектральный состав и структура стационарных вихревых возмущений Тейлора — Гёртлера сверхзвуковой недорасширенной струи // Докл. РАН.— 1992.— Т. 325, № 6.
4. Zheltukhin N. A., Terekhova N. M. Modelling of stationary longitudinal vorticity in initial section of supersonic jet // Proc. of the Inter. Conference on the Methods of Aerophysical Research.— Novosibirsk, 1992.— Pt 2.
5. Желтухин Н. А., Терехова Н. М. Возмущения высоких мод в сверхзвуковой струе // ПМТФ.— 1990.— № 2.
6. Florian J. M. On the Görtler instability of boundary layers // Prog. Aerospace Sci.— 1991.— V. 28.— P. 235.
7. Теория турбулентных струй/Г. Н. Абрамович, Т. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников и др.— 2-е изд., перераб. и доп.— М.: Наука, 1984.
8. Morris P. J., Tam C. K. W. Near and far fields noise from largescale instability of axisymmetric jets.— N. Y., 1977.— (Pap./AIAA; N 77—1351).
9. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М. и др. Структура турбулентных недорасширенных струй, вытекающих в затопленное пространство и спутный поток // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1972.— № 3.
10. Michalke A. Survey on jet instability theory // Prog. Aerospace Sci.— 1984.— V. 21.— P. 159.

г. Новосибирск

Поступила 13/XI 1992 г.